Untersuchung des Termschemas von ^{65}Zn mit der Reaktion $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Alois W e i d i n g e r

aus Parsberg/Bayern

- Juni 1969 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Privat-Dozent Dr. R. Lipperheide

Tag der mündlichen Prüfung: 11.7.69

Tag der Promotion: 7. OKT. 1969

Untersuchung des Termschemas von ^{65}Zn mit der Reaktion $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Alois W e i d i n g e r

aus Parsberg/Bayern

- Juni 1969 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis Seite

Zusammenfassung 3

1. Einleitung 4

2. Experimentelle Methode 6
   2.1 (p,n)-Experiment 6
   2.2 (p,nγ)-Experiment 7

3. Ergebnisse der (p,n)-Flugzeitmessung 8
   3.1 Der Q-Wert und das Termschema von ^{65}Zn 8
   3.2 Wirkungsquerschnitte 10

4. Ergebnisse der $^{65}Cu(p,n\gamma)$-Messung 16

5. Vergleich mit Hauser-Feshbach-Rechnungen 19
   5.1 Das Hauser-Feshbach-Modell 19
   5.2 Die Transmissionskoeffizienten 21
   5.3 Der Spinabschneideparameter 21
   5.4 Mittlere Breite und mittlerer Abstand der Compoundkernniveaus 21
   5.5 Mechanismus der $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ Kernreaktion 23

6. Spinbestimmung für die Zustände in ^{65}Zn 24
   6.1 Bemerkungen zur Methode der Spinbestimmung 24
   6.2 Diskussion der einzelnen Niveaus in ^{65}Zn 26

7. Rechnungen zum Termschema von ^{65}Zn 31
   7.1 Schalenmodell 31
   7.2 Weak-Coupling-Modell 33
   7.3 Diskussion der beiden Modelle 40

Literaturverzeichnis 42

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0039

Zusammenfassung

Mit dem gepulsten Beschleuniger des HMI und einer Flugzeitapparatur wurde die Kernreaktion $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ bei drei verschiedenen Einschußenergien zwischen E_p = 3.6 und 4.5 MeV untersucht. Außerdem wurde bei E_p = 5.6 MeV das γ-Spektrum mit einem Germaniumdetektor aufgenommen. Aus den Messungen ergibt sich ein vollständiges Termschema für ^{65}Zn bis E^* = 1.6 MeV. Ein von anderen Autoren angegebenes Niveau bei E^* = 1407 keV konnte nicht bestätigt werden; es wurde ein neues Niveau bei 864 keV gefunden. Die gemessenen (p,n)-Winkelverteilungen und Linienintensitäten stimmen gut mit Rechnungen nach dem statistischen Modell der Kernreaktionen überein. Aus dem Vergleich der experimentellen mit den gerechneten Wirkungsquerschnitten konnten die Spinwerte der Zustände bei 207, 909 und 1468 keV Anregungsenergie zu $\frac{3}{2}^-$ und der Spin des 769 keV-Niveaus zu $\frac{5}{2}^-$ bestimmt werden. Für fünf weitere Niveaus werden mögliche Spinwerte angegeben.

Das ^{65}Zn-Termschema und die spektroskopischen Faktoren der $^{64}Zn(d,p)$-Messung werden mit den Vorhersagen des Schalenmodells und des Weak-Coupling-Modells verglichen.

1. Einleitung

Das Termschema von ^{65}Zn zeigt eine charakteristische Struktur (ND 68 und Abb. 1): Die Niveaus in der Nähe des Grundzustandes und zwischen 750 und 1600 keV Anregungsenergie sind durch deutliche Energielücken voneinander und von den höher angeregten Zuständen getrennt. Ein qualitatives Verständnis dieser Struktur liefert das Weak-Coupling-Modell: Die Grundzustandsgruppe entsteht durch Ankopplung von Einteilchenniveaus an den 0^+-, die Gruppe um 1 MeV durch Ankopplung an den 2^+-Zustand des ^{64}Zn-Rumpfes.

Für einen quantitativen Vergleich des Modells mit dem experimentellen Termschema ist es erforderlich, die Spinwerte und Paritäten der ^{65}Zn-Niveaus zu kennen. Für eine Reihe von Zuständen liegen Einschränkungen für die Spinwerte aus (p,d)-und (d,p)-Messungen (McI 66, vEhS 67) und aus einer Untersuchung des β-Zerfalls von ^{65}Ga (LiSB 68) vor, allerdings sind nur wenige eindeutige Zuordnungen vorhanden. Ergänzende Informationen, die in einigen Fällen eine eindeutige Spinbestimmung gestatten oder weitere Einschränkungen liefern, können aus der (p,n)-Compoundkernreaktion gewonnen werden. Da aber ^{65}Cu ein verhältnismäßig leichter Kern ist, muß erst durch Messung bei mehreren Einschußenergien geprüft werden, ob das Compoundkernmodell den Reaktionsmechanismus richtig beschreibt und somit zur Spinbestimmung benutzt werden kann. Zusätzliche Hinweise auf die Spins der Zustände können aus dem Spektrum der nach der (p,n)-Reaktion emittierten γ-Strahlung gewonnen werden, diese Untersuchung wird im folgenden als (p,nγ)-Messung bezeichnet.

Ziel der Arbeit ist, durch (p,n)- und (p,nγ)-Messungen weitere Information über das Termschema von ^{65}Zn zu erhalten und es mit Kernmodellen zu vergleichen. Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen:

In Kapitel 2, 3 und 4 werden Meßmethode und Ergebnisse der (p,n)- und (p,nγ)-Experimente beschrieben. Die Anwendbarkeit des Compoundkernmodells wird in Kapitel 5 bestätigt und in Kapitel 6 werden die Spinzuordnungen der einzelnen Niveaus diskutiert. Im letzten Kapitel wird das experimentelle Termschema mit den Vorhersagen des Weak-Coupling-Modells und des Schalenmodells verglichen.

2. Experimentelle Methode

2.1 (p,n)-Experiment

Der mit einer internen Pulsung zerhackte Protonenstrahl des 5.5 MV van de Graaff-Beschleunigers wird im Mobley-Bunching-System auf 1 nsec komprimiert und trifft am Ende des Strahlrohres auf das Target. Der zeitlich gemittelte Strom beträgt ungefähr 3 µA.

In 5 m Entfernung vom Target sind drei Neutronendetektoren aufgestellt. Sie bestehen aus NE 213 Plastikszintillatoren (1" x 4" Ø) auf XP 1040 Multipliern. Die elektronische Verarbeitung der Multiplierimpulse verwendet eine schnell-langsam-Koinzidenz. Im schnellen Zeitkreis wird die Flugzeit der Neutronen gemessen, in zwei langsamen Kreisen wird die Neutron-Gamma-Diskrimination durchgeführt und eine Energieschwelle gesetzt (Mic 67, Rös 65). Die absolute Zeiteichung erhält man aus der $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ Kernreaktion, deren Q-Wert sehr genau bekannt ist. Mit Verzögerungskabeln wird der Vielkanalanalysator auf eine Zeitskala umgeeicht.

Die Energieschwellen der Detektoren werden mit einem dicken Mn-Cu-Target gemessen. Aus dem Abfall des kontinuierlichen Flugzeitspektrums zu kleinen Neutronenenergien hin kann die Schwelle direkt abgelesen werden. Bei der hier beschriebenen Messung lagen die Schwellen bei 200 - 300 keV Protonenenergie.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit (ε) der Neutronendetektoren in Abhängigkeit von der Energie (E_n), der Schwelle (E_s) und der Szintillatordicke (d) läßt sich nach folgender Formel berechnen (Jah 67):

$$\varepsilon(E_n,E_s,d) = (1 - \frac{E_s}{E_n}) \cdot \left[1 - \exp(-n_H\sigma_H d)\right]$$

mit $n_H\sigma_H$ = makroskopischer n-p-Streuquerschnitt.

Die Szintillatordicke d wird dabei als freier Parameter aufgefaßt und aus der $^{7}Li(p,n_o)^{7}Be$-Reaktion bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion nur unter 0^o hinreichend gut bekannt ist, werden alle Detektoren zur Eichung nacheinander unter 0^o gestellt. Eine Kontrolle der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit der drei Detektoren über einen größeren Energiebereich der Neutronen wird aus der Messung mit dem Mn-Cu-Target gewonnen, indem man die Intensitäten in den verschiedenen Bereichen des Flugzeitspektrums miteinander vergleicht. Die Neutronenausbeute wird mit einem Longcounter überwacht.

Die ^{65}Cu-Targets wurden durch Aufdampfen von CuO auf ein dünnes Wolframblech hergestellt. Beim Verdampfen von CuO aus einem Tantalschiffchen findet eine Reduktion des Oxyds statt. Die Targetdicke ergibt sich aus einer Differenzwägung vor und nach der Bedampfung. Für die Flugzeitmessungen wurde ein Target mit 210 $\mu g/cm^2$ benutzt; das entspricht einem Energieverlust von etwa 10 keV für E_p = 4 MeV.

2.2 (p,nγ)-Experiment

Die γ-Strahlung nach der Kernreaktion $^{65}Cu(p,n)$ wurde mit einem 22 cm^3 großen coaxialen Germaniumdetektor gemessen. Der Detektor war unter 0^o zur Protonenstrahlrichtung ungefähr 50 cm vom Target entfernt aufgestellt. Für die Messung wurde der intern gepulste Protonenstrahl mit einer Pulslänge von 10 ns und einem Pulsabstand von 1 µs verwendet. Damit konnte wie in Kapitel 2.1 ein elektronischer Zeitkreis aufgebaut werden. Im Vielkanalanalysator wurde das gesamte Gammaspektrum (ohne Zeitfenster) und das Spektrum der verzögerten Gammastrahlung, die im Zeitintervall von 30 - 950 ns nach der prompten Strahlung emittiert wurde, aufgenommen. Nach Abschalten des Protonenstrahls wurde die Aktivität des Targets gemessen. Die Energieeichung des Detektors wurde mit ^{133}Ba-, ^{22}Na- und ^{88}Y-Gammaquellen durchgeführt. Die von uns bestimmten Gammaenergien sind auf ± 2 keV genau.

3. Ergebnisse der (p,n)-Flugzeitmessung

3.1 Der Q-Wert und das Termschema von ^{65}Zn

Der Grundzustands-Q-Wert wurde aus den Neutronenenergien beim Übergang zu den untersten 5 Niveaus im ^{65}Zn (Abb. 1) und der gut bekannten Anregungsenergie (± 2 keV) dieser Niveaus berechnet. Der Fehler des Q-Wertes setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der effektiven Protonenenergie (ΔE_p = ± 5 keV), dem Fehler der absoluten Zeiteichung (Δt = ± 1 nsec) und dem Fehler der Entfernungsmessung (Δd = ± 1 cm auf 5 m). Der Betrag des so ermittelten Fehlers stellt eine obere Schranke dar, da durch die Zeiteichung mit $^{7}Li(p,n)$ die Fehler zum Teil kompensiert werden. Für die Bestimmung des Q-Wertes wurde die Messung bei E_p = 3.4 MeV (niedrigste Energie) verwendet, da für langsame Neutronen die Fehler aus der Zeiteichung und Entfernungsmessung am kleinsten sind. Man erhält: Q = (- 2135 ± 7) keV, dieser Wert stimmt gut mit dem tabellierten (MatT 65) Q = (- 2131.8 ± 0.7)keV überein.

Tabelle 1: Anregungsenergien der Zustände in ^{65}Zn aus der (p,n)- und (p,nγ)-Messung und aus Nuclear Data Sheets (ND 68). Die Fehler der (p,n)-Messung betragen ± 5 keV, der (p,nγ)-Messung ± 2 keV.

(p,n)	(p,nγ)	ND 68	(p,n)	(p,nγ)	ND 68
0	0	0	1064	1064	1064
53	54	54	1251	1253	1250
116	115	115	1261	1264	1265
209	207	207	1341	1342	1342
769	769	769	1367	1368	1370
865	864	-	-	-	1407
	866	867	1470	1468	1468
908	909	910	1577	1576	1587
1047	1047	1047	1590	1589	1600

^{65}Zn

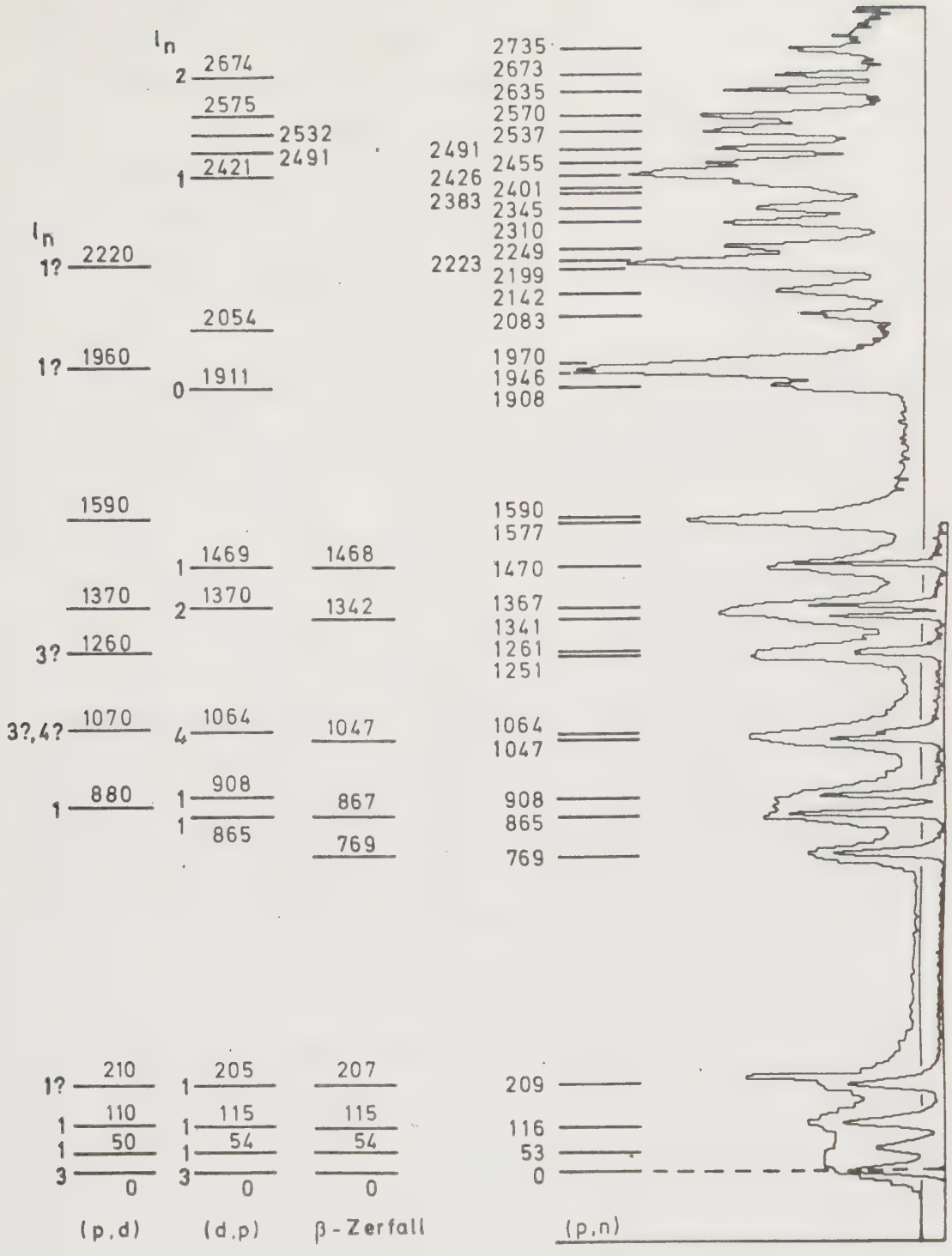

Abb. 1: Termschema von ^{65}Zn

(p,d): $^{66}Zn(p,d)^{65}Zn$ (McI 66)
(d,p): $^{64}Zn(d,p)^{65}Zn$ (vEhS 67)
β-Zerfall: β-Zerfall von ^{65}Ga (LisB 68), die angegebenen Niveaus werden im β-Zerfall direkt bevölkert.
(p,n): diese Arbeit, Energiewerte der Flugzeitmessung sind angegeben. An der Seite sind zwei Flugzeitspektren abgebildet, die bei E_p = 5.4 MeV bzw. E_p = 4.3 MeV gemessen wurden.

Die Anregungsenergien der Niveaus im ^{65}Zn aus der (p,n)-Messung sind in Abb. 1 und Tabelle 1 zusammengestellt. Mit guter Auflösung wurde lediglich der Bereich bis 1.6 MeV Anregungsenergie untersucht. Wie sich aus der Diskussion des Reaktionsmechanismus in Kapitel 5 ergibt, ist das Termschema bis 1.6 MeV vollständig mit folgenden Einschränkungen:

1. Zustände mit I > 11/2 werden in der (p,n)-Reaktion nur schwach bevölkert und können deshalb übersehen worden sein.
2. Zustände, die weniger als 5 keV voneinander getrennt sind, wurden wegen der unzureichenden Auflösung der Flugzeitapparatur (10 keV) möglicherweise nicht als Dubletts erkannt.

Zum Vergleich wurden die für die weitere Diskussion wichtigen Messungen ((p,d), (d,p) und β-Zerfall) ebenfalls in Abb. 1 aufgenommen. Eine kürzlich veröffentlichte (p,n)-Messung am ^{65}Cu von Stelson et al. (SteC 68) stimmt im unteren Anregungsbereich mit einer Ausnahme mit unseren Ergebnissen überein. Unterschiedliche Aussagen liegen vor für ein Niveau bei 1407 keV, das von Stelson et al. angegeben wird, bei unserer Messung aber nicht auftritt. Im Anregungsbereich über 1.9 MeV sind die Ergebnisse von Stelson et al. vollständiger als unsere Werte.

3.2 Wirkungsquerschnitte

Für die tiefliegenden Niveaus im ^{65}Zn wurden Winkelverteilungen von 0 bis 144° bei E_p = 4.50, 4.06 und 3.62 MeV gemessen (Abb. 2, 3 und 4). Für die Dubletts bei 865, 1050, 1260 und 1580 keV wurde lediglich die Summenintensität ausgewertet, da eine Aufteilung der Intensitäten auf die einzelnen Niveaus wegen der unzureichenden Auflösung nicht möglich war. Die gemessenen Zählraten wurden auf das Schwerpunktsystem transformiert (Winkel und Raumwinkelkorrektur). Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die relativen Unsicherheiten an. Der Fehler des absoluten Wirkungsquerschnittes

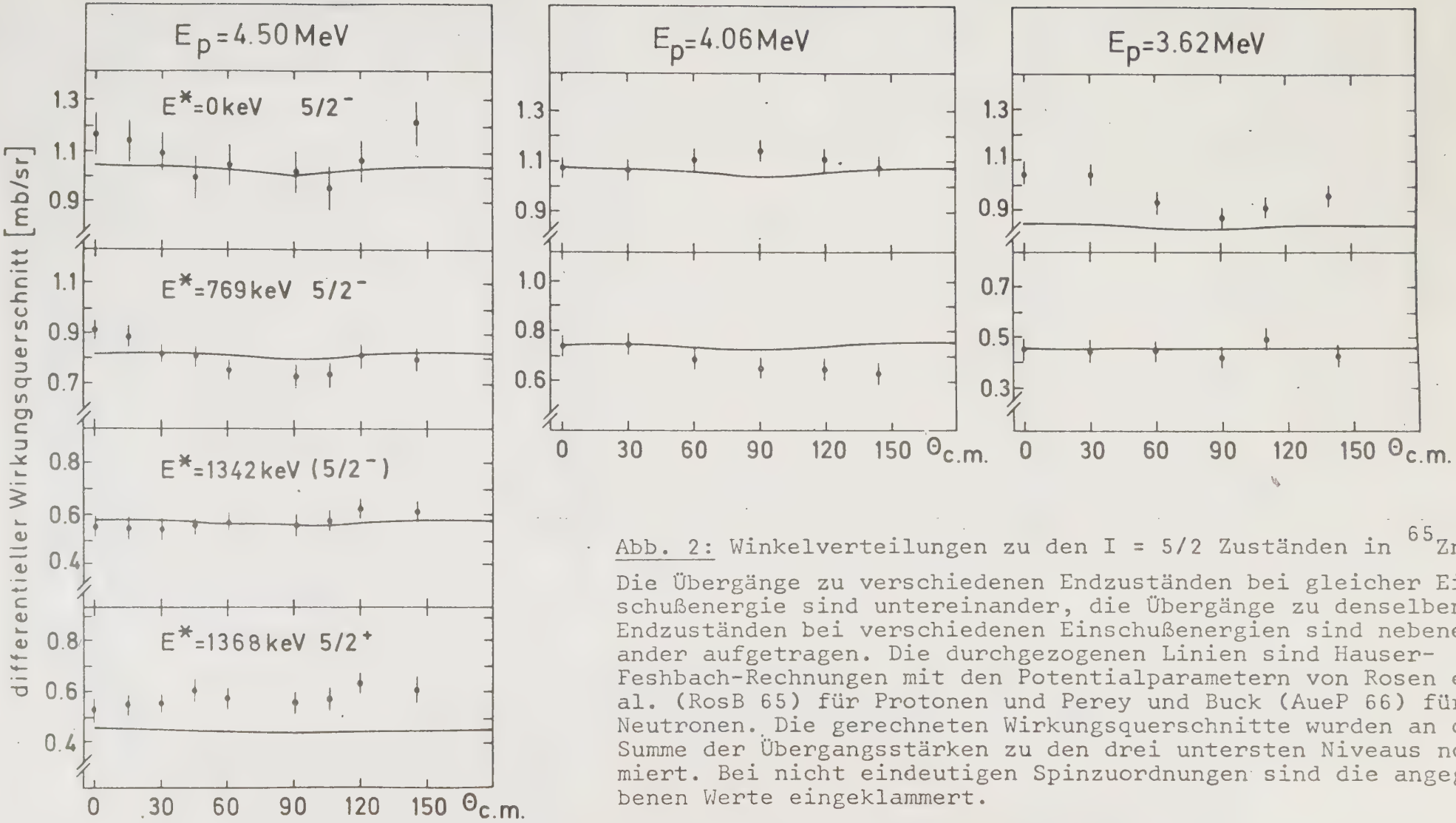

Abb. 2: Winkelverteilungen zu den I = 5/2 Zuständen in ^{65}Zn

Die Übergänge zu verschiedenen Endzuständen bei gleicher Einschußenergie sind untereinander, die Übergänge zu denselben Endzuständen bei verschiedenen Einschußenergien sind nebeneinander aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind Hauser-Feshbach-Rechnungen mit den Potentialparametern von Rosen et al. (RosB 65) für Protonen und Perey und Buck (AueP 66) für Neutronen. Die gerechneten Wirkungsquerschnitte wurden an der Summe der Übergangsstärken zu den drei untersten Niveaus normiert. Bei nicht eindeutigen Spinzuordnungen sind die angegebenen Werte eingeklammert.

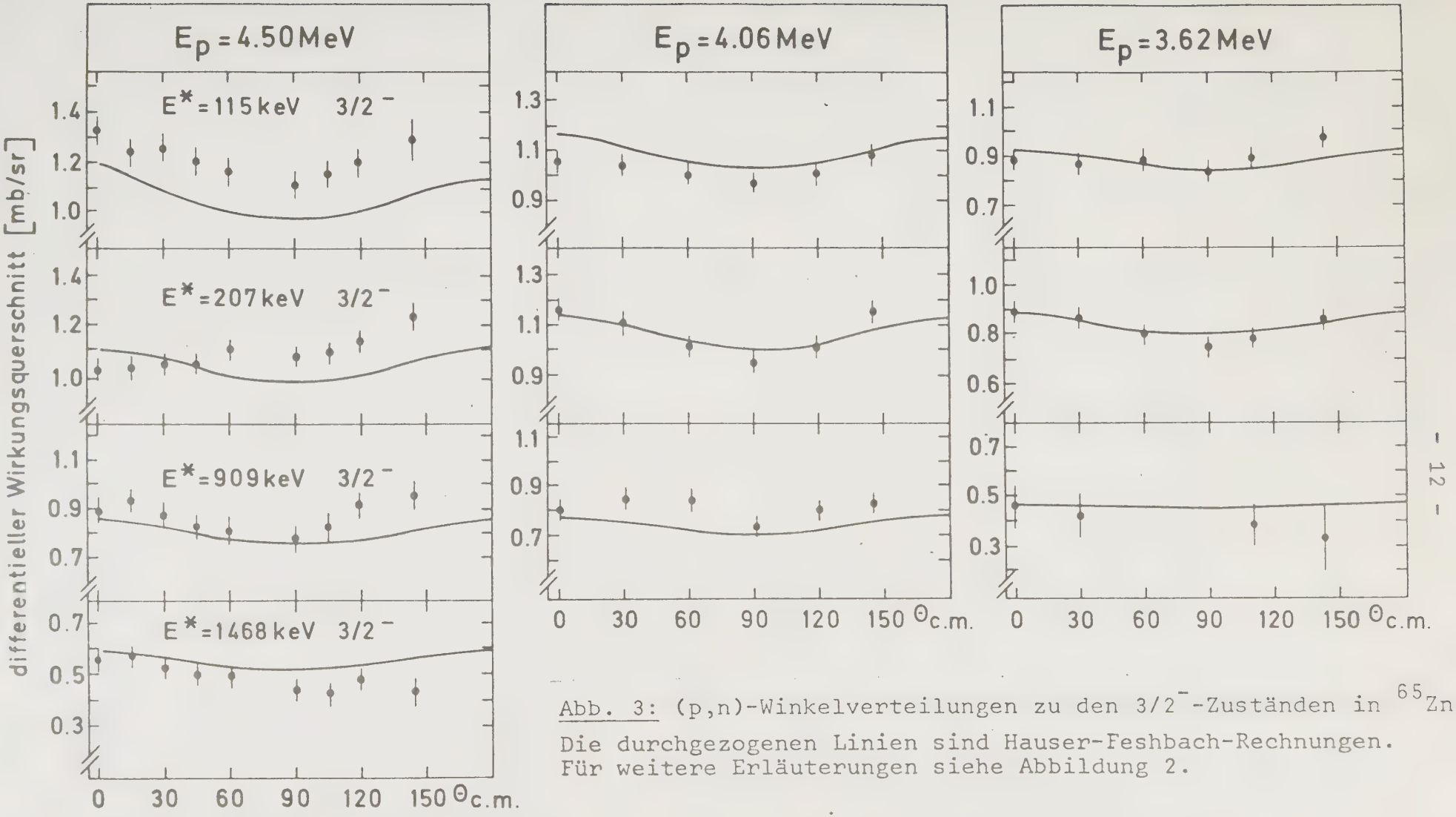

Abb. 3: (p,n)-Winkelverteilungen zu den $3/2^-$-Zuständen in ^{65}Zn

Die durchgezogenen Linien sind Hauser-Feshbach-Rechnungen. Für weitere Erläuterungen siehe Abbildung 2.

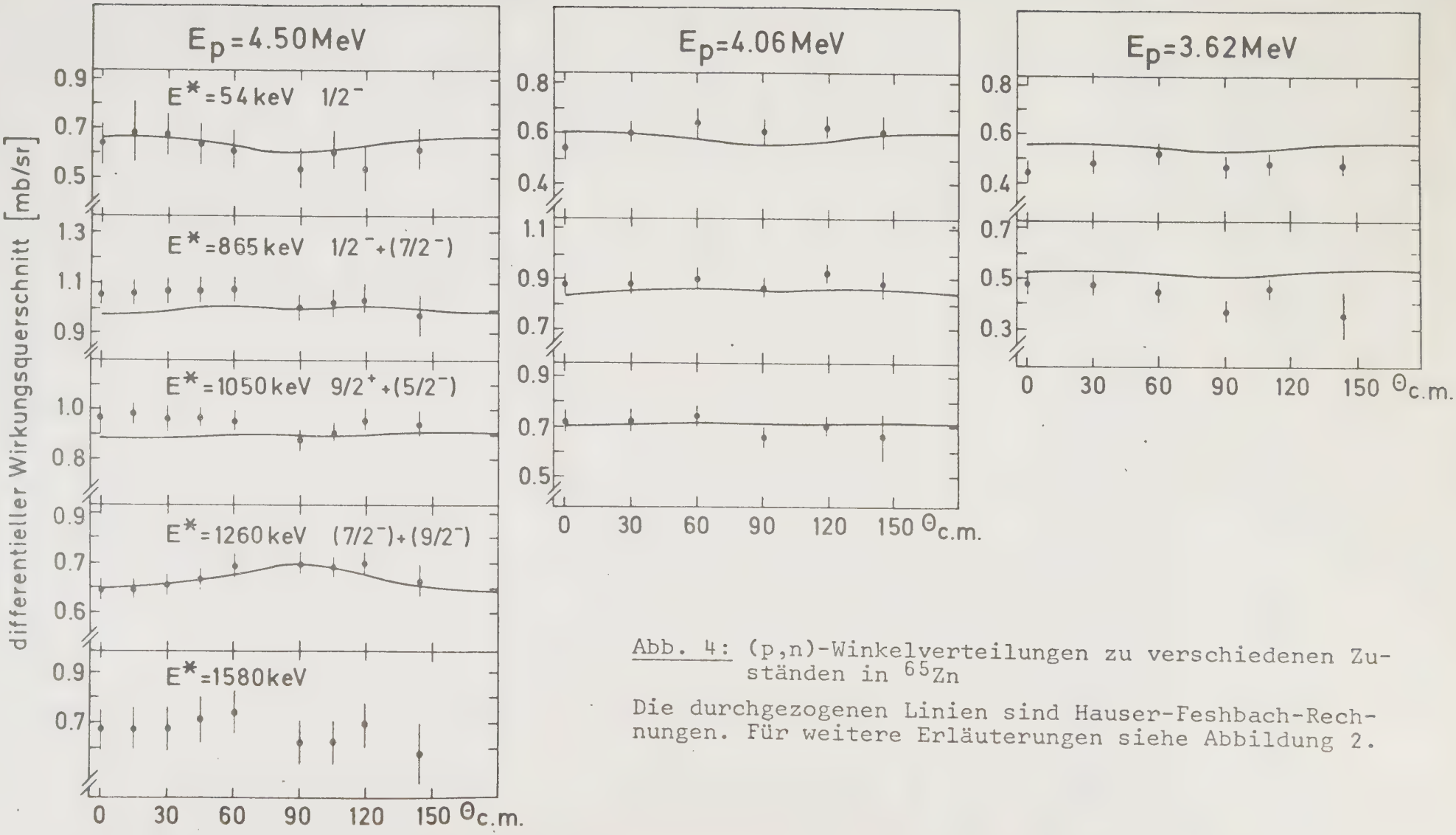

Abb. 4: (p,n)-Winkelverteilungen zu verschiedenen Zuständen in ^{65}Zn

Die durchgezogenen Linien sind Hauser-Feshbach-Rechnungen. Für weitere Erläuterungen siehe Abbildung 2.

wird auf $\leq$ 30 % geschätzt. Die über den Winkel integrierten Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 5 und Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2: Die integrierten Wirkungsquerschnitte in [mb] aus der Kernreaktion $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ bei drei verschiedenen Einschußenergien. Die angegebenen Fehler sind die relativen Werte; der absolute Fehler beträgt $\pm$ 30 %. Die Dubletts sind durch * gekennzeichnet.

E [MeV]	E_p = 4.50 MeV	E_p = 4.06 MeV	E_p = 3.62 MeV
0	13.3 $\pm$ 0.8	13.9 $\pm$ 0.6	11.5 $\pm$ 0.6
54	7.5 $\pm$ 0.8	7.8 $\pm$ 0.6	5.9 $\pm$ 0.6
115	14.8 $\pm$ 0.8	12.7 $\pm$ 0.6	11.0 $\pm$ 0.6
207	13.7 $\pm$ 0.8	13.1 $\pm$ 0.6	10.2 $\pm$ 0.6
769	10.0 $\pm$ 0.6	8.5 $\pm$ 0.8	5.6 $\pm$ 0.8
865*	13.0 $\pm$ 0.6	11.0 $\pm$ 0.8	5.5 $\pm$ 0.8
909	10.7 $\pm$ 0.6	10.2 $\pm$ 1.0	5.1 $\pm$ 1.0
1050*	11.7 $\pm$ 0.6	8.9 $\pm$ 1.0	
1260*	8.4 $\pm$ 0.8	5.3 $\pm$ 1.0	
1342	7.3 $\pm$ 0.8		
1368	7.3 $\pm$ 0.8		
1468	6.3 $\pm$ 0.8		
1580*	8.6 $\pm$ 1.0		

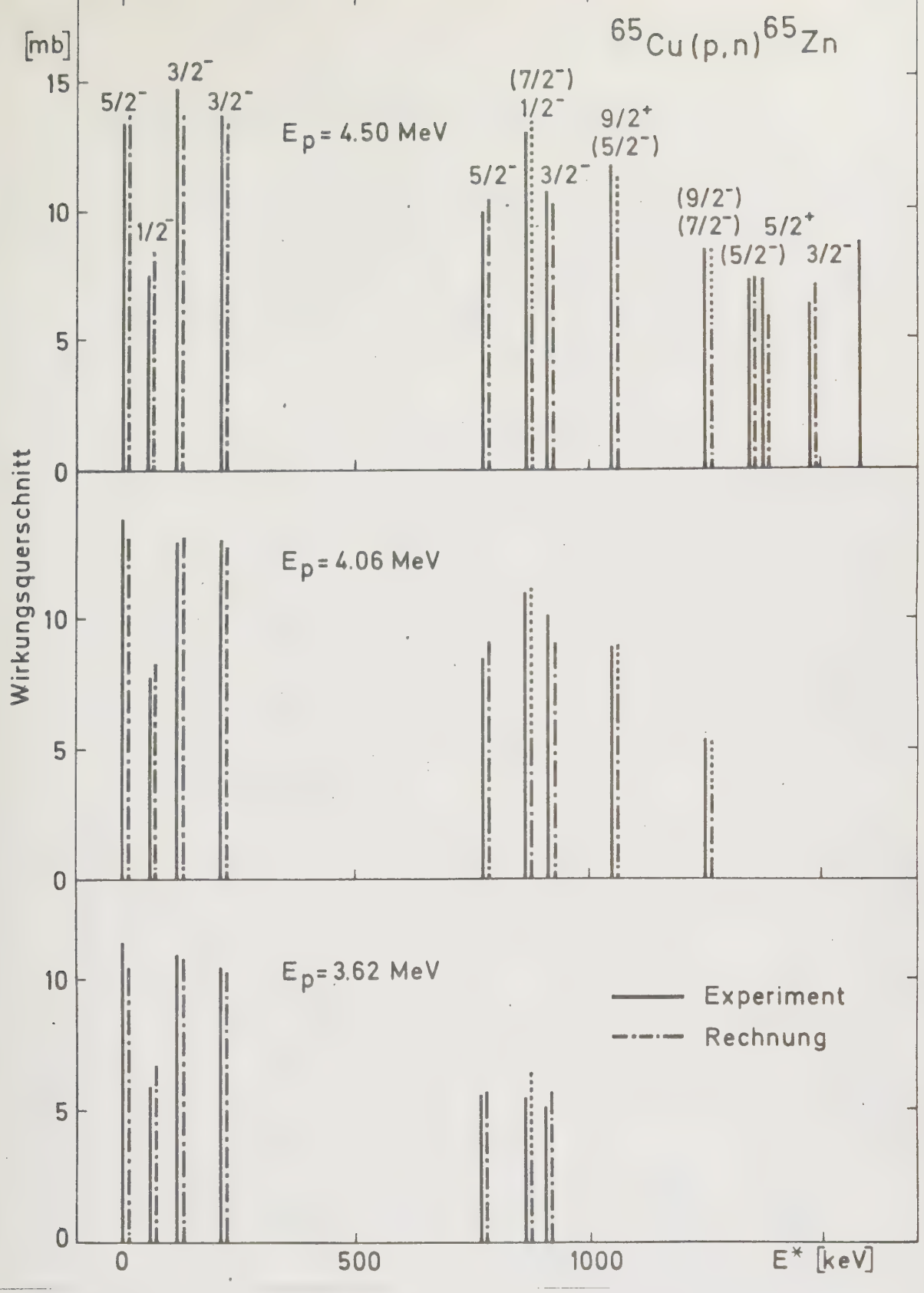

Abb. 5: Die integrierten (p,n)-Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den verschiedenen Niveaus im ^{65}Zn

Die experimentellen Werte (durchgezogene senkrechte Striche) sind mit Hauser-Feshbach-Rechnungen (unterbrochene Linien) verglichen. Die Rechnung ist an der Summe der Intensitäten der drei untersten Niveaus für jede Einschußenergie normiert. Bei den Dubletts sind die gerechneten Werte übereinander mit verschiedener Strichelung gezeichnet. Für weitere Erläuterungen siehe Abbildung 2.

4. Ergebnisse der ^{65}Cu (p,nγ)-Messung

Die ^{65}Cu (p,nγ)-Messung wurde bei E_p = 5.6 MeV durchgeführt. Wie in Kapitel 2.2 ausgeführt, wurden Spektren mit und ohne Zeitfenster aufgenommen. Ein Ausschnitt aus dem γ-Spektrum ohne Zeitfenster ist in Abb. 6 gezeigt. In Tabelle 3 und Abb. 6 sind die starken γ-Übergänge zusammengestellt.

Das Spektrum der verzögerten Strahlung wird von einer breiten Linie bei 696 keV beherrscht. Diese Linie wird bei verschiedenen Targets beobachtet, ihre Intensität hängt von der Neutronenausbeute der Reaktion ab. Die gemessene Lebensdauer für diese Linie variiert mit dem Abstand des Detektors vom Target. Es handelt sich vermutlich um eine γ-Linie, die durch Neutroneneinfang im Detektor oder umgebendem Material entsteht. Eine Zuordnung konnte bisher nicht gefunden werden. Außer der 696 keV-Linie sind im Spektrum der verzögerten γ-Strahlung noch die 511 keV-Linie und die Linien des ^{65}Cu und ^{27}Al zu sehen.

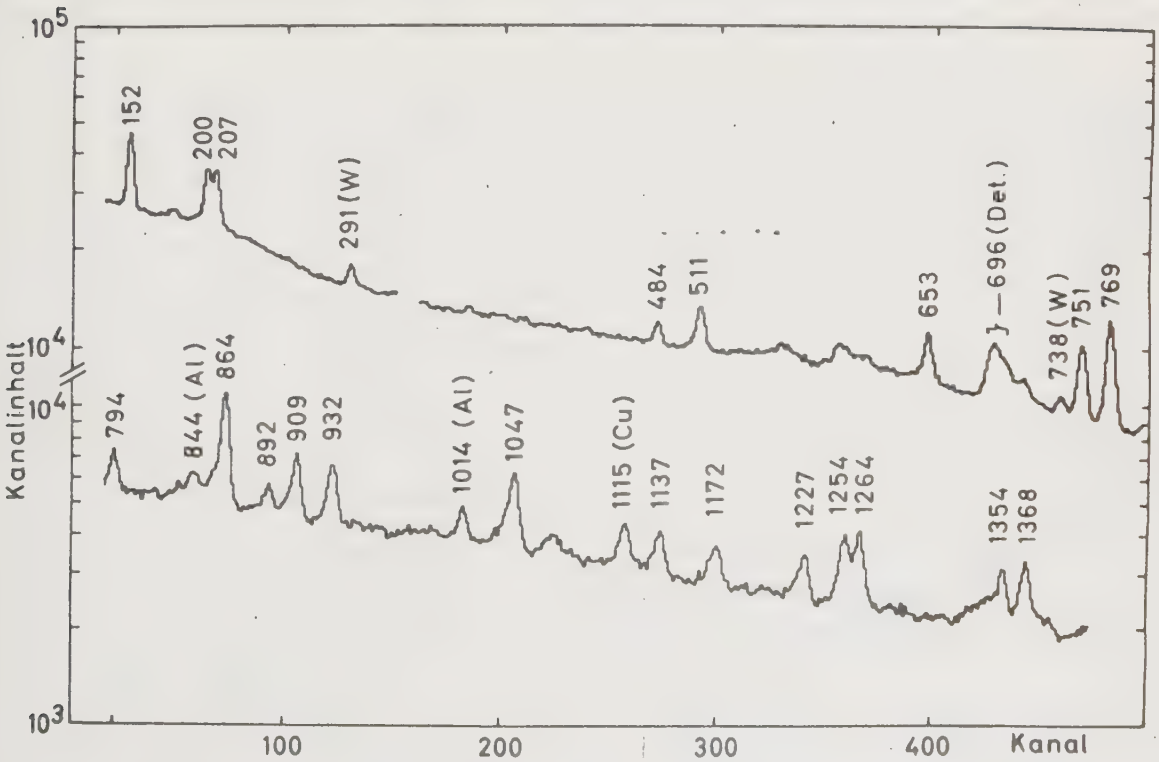

Abb. 6: Gammaspektrum aus der Kernreaktion ^{65}Cu (p,nγ)^{65}Zn bei E_p = 5.6 MeV und Störlinien aus dem Wolframbacking (W), dem Aluminium des Strahlrohres (Al) und dem Kupfertarget (Cu). Die breite 696 keV-Linie (Det) wird durch Neutronen am Detektor erzeugt. Einige Linien konnten nicht zugeordnet werden.

Tabelle 3: Gammalinien aus der Kernreaktion $^{65}Cu(p,n\gamma)^{65}Zn$ bei E_p = 5.6 MeV und Störlinien aus dem Wolfram (W), Kuper (^{65}Cu) und Aluminium (Al). Sechs Linien konnten nicht zugeordnet werden.

^{65}Zn	152, 200, 207, 484, 653, 751, 769, 864, 909, 932, 1047, 1137, 1227, 1254, 1264, 1354, 1368, 1414, 1474, 1522, 1576, 1589
W	291, 738
^{65}Cu	1115
Al	844, 1014
nicht zugeordnet	696, 794, 892, 1172, 1440, 1483

Da weder eine Anregungsfunktion nach Koinzidenzen gemessen wurde, ist eine Einordnung der γ-Übergänge in das Termschema von ^{65}Zn nicht eindeutig möglich. In Abb. 7 sind die γ-Linien von 150 keV bis 1.6 MeV in den unteren Teil des ^{65}Zn-Niveauschemas eingepaßt. Soweit Summenlinien vorliegen, wurde eine Übereinstimmung von ± 2 keV verlangt, für die Übereinstimmung mit den Anregungsenergien aus der Flugzeitmessung wurde ± 5 keV gefordert. Die Linien, die mehr als einmal eingepaßt werden können, sind gestrichelt gezeichnet. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, daß einige γ-Linien zu Übergängen zwischen höher angeregten Niveaus gehören, denn bei E_p = 5.6 MeV werden Zustände bis $E^* = 3.4$ MeV angeregt.

Alle Übergänge, die aus dem β-Zerfall von ^{65}Ga bekannt sind (LisB 68), werden auch bei unserer Messung beobachtet. In der (p,nγ)-Messung finden wir eine Reihe weiterer Übergänge, die bisher nicht bekannt waren. Nach Li-Scholz und Bakhru (LisB 68) zerfällt das 866 keV-Niveau nur zum 2. angeregten

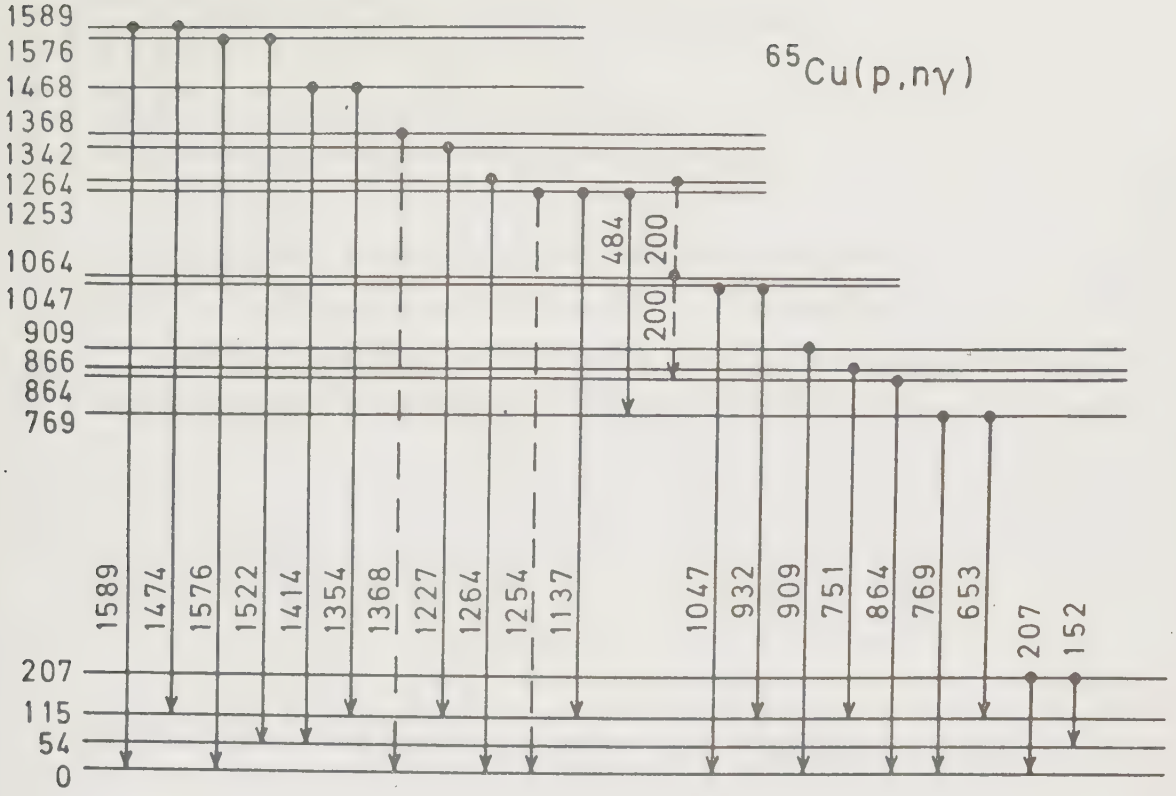

Abb. 7: Gammaübergänge im ^{65}Zn. Die gestrichelten Linien können mehrfach in das angegebene Termschema eingepaßt werden; sie sind an der wahrscheinlichsten Stelle eingezeichnet. Gammalinien mit E_γ < 150 keV sind nicht aufgenommen.

Zustand, nicht aber zum Grundzustand. Wir beobachten eine starke γ-Linie von 864 keV, die nicht in das bekannte Termschema eingepaßt werden kann, es sei denn, bei 864 keV existiert ein weiteres Niveau, das in der (p,n)-Reaktion, nicht aber im β-Zerfall bevölkert wird. In Abschnitt 6.2 werden weitere Hinweise für zwei Niveaus bei 866 bzw. 864 keV diskutiert.

5. Vergleich mit Hauser-Feshbach-Rechnungen

5.1 Das Hauser-Feshbach-Modell

Compoundkernreaktionen lassen sich unter statistischen Annahmen über den Compoundkern und die Ausgangskanäle durch das Hauser-Feshbach-Modell beschreiben (HauF 52, Vog 68). Die ursprüngliche Formulierung dieses Modells hat den Nachteil, daß für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte die Kenntnis aller offenen Kanäle erforderlich ist. Diese Schwierigkeit wird durch eine neuere Darstellung (RicB 66, RicP 68, EbeB 69) überwunden, in der der schwer zu berechnende Nenner der Hauser-Feshbach-Formel durch eine explizite Formel ersetzt wird.

$$\sigma(H.F.) = \frac{D_o}{\Gamma_o} \frac{1}{2k^2} \frac{1}{(2I+1)\cdot 2} \sum_J \frac{1}{e^{-J(J+1)/\sigma^2}} \cdot \tag{1}$$

$$\cdot \sum_{\ell j} T_{\ell j}(p) \cdot \sum_{\ell j} T_{\ell j}(n)$$

Dabei ist Γ_o die mittlere Breite und D_o der mittlere Abstand der Niveaus mit $J = 0$ im Compoundkern, k die Wellenzahl der einlaufenden Protonen, I und J der Spin des Targets bzw. Compoundkerns, die $T_{\ell j}$ sind die Transmissionskoeffizienten für Protonen bzw. Neutronen und σ^2 ist der Spinabschneideparameter im Endkern. Die Größen σ^2 und Γ_o/D_o werden aus dem Experiment bestimmt. Dabei ergibt sich σ^2 aus der Form der Winkelverteilungen und aus den Neutronenverzweigungsverhältnissen, während Γ_o/D_o aus der Normierung der gerechneten auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte bestimmt wird.

Tabelle 4: Potentialparameter des optischen Modells für Protonen.
Das verwendete Potential hat die Form

$$V(r) = V_o f(r_o,a_o) - i\, W_D\, 4a_D \frac{d}{dr_D} f(r_D,a_D) - V_{SO}\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr_{SO}} f(r_{SO},a_{SO})\vec{\ell}\cdot\vec{s}$$

$$\text{mit} \quad f(r_i,a_i) = \left[1 + \exp\left\{\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}\right\}\right]^{-1}$$

	V_o	r_o	a_o	W_D	r_D	a_D	V_{SO}	r_{SO}	a_{SO}
Perey (Per 66)	59.1 - 0.55 E	1.25	0.65	14.2	1.25	0.47	6.0	1.12	0.47
Rosen et al. (RosB 65)	53.8 - 0.33 E	1.25	0.65	7.5	1.25	0.70	5.5	1.25	0.65

5.2 Die Transmissionskoeffizienten

Die Neutronentransmissionskoeffizienten wurden dem BNL-Report von Auerbach und Perey (AueP 66) entnommen. Sie sind berechnet mit dem nichtlokalen Potential von Perey und Buck. Für die Protonentransmissionskoeffizienten wurden zwei Parametersätze (RosB 65 und Per 66) untersucht (Tabelle 4). Die damit berechneten relativen Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der (p,n)-Reaktion sind für E_p = 4.5 MeV und E_p = 4.06 MeV fast identisch. Bei E_p = 3.62 MeV wird mit den Parametern von Rosen et al. eine etwas bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt. Die Rechnungen in Abb. 2 bis 5 wurden deshalb mit den Parametern von Rosen et al. durchgeführt.

5.3 Der Spinabschneideparameter hat folgende Wirkung auf die berechneten Wirkungsquerschnitte:

1. Die Anisotropie der Winkelverteilung nimmt zu mit abnehmendem σ^2.
2. Der berechnete absolute Wirkungsquerschnitt nimmt mit wachsendem σ^2 ab, Endzustände mit großen Spinwerten werden dabei stärker beeinflußt.

Es wurden Rechnungen mit σ^2 = 5.0, 7.5, 10.0, 12.5 und 15.0 durchgeführt. Die beste Übereinstimmung mit der Form der Winkelverteilungen und den Neutronenverzweigungsverhältnissen ergab sich für σ^2 = 10.0. Der gleiche Wert für σ^2 wurde von Richter et al. (RicB 66) für ^{34}S und ^{42}Ca gefunden.

5.4 Mittlere Breite und mittlerer Abstand der Compoundkernniveaus

Aus der Normierung der gerechneten auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte erhält man das Verhältnis (Γ_o/D_o) der mittleren Breite zum mittleren Abstand der Compoundkernniveaus mit J = 0 (Formel 1). Die in Tabelle 5 angegebenen Werte wurden mit den Protonenparametern von Rosen et al.

Tabelle 5: Werte für Γ/D und für die Niveaudichten im Compoundkern ^{66}Zn.
Die Indices geben die Spinwerte an. Γ_o/D_o ergibt sich aus dem Experiment mit einem Fehler von ungefähr 30 %; die übrigen Γ/D sind nach Formel (2) mit $\sigma^2 = 10.0$ berechnet. Die Niveaudichten ρ sind nach der Formel von Gilbert und Cameron bestimmt (GilC 65).

E_p [MeV]	E^* (^{66}Zn) [MeV]	$\frac{\Gamma_o}{D_o}$	$\frac{\Gamma_1}{D_1}$	$\frac{\Gamma_2}{D_2}$	$\frac{\Gamma_3}{D_3}$	ρ_o [keV^{-1}]	ρ_1 [keV^{-1}]	ρ_2 [keV^{-1}]	ρ_3 [keV^{-1}]
3.62	12.47	0.20	0.55	0.73	0.76	3.1	8.6	12.3	13.9
4.06	12.91	0.34	0.91	1.21	1.26	4.0	11.1	16.0	18.1
4.50	13.34	0.57	1.52	2.03	2.18	5.5	15.2	22.2	25.0

und mit σ^2 = 10 berechnet. Der Fehler von ± 30 % umschließt die Werte, die mit den Perey-Parameter und σ^2 = 7.5 oder 12.5 erhalten werden. Das Verhältnis Γ_J/D_J für die übrigen Spinwerte (J ≠ 0) kann aus der folgenden Formel berechnet werden (RicB 66)

$$\Gamma_J/D_J = \Gamma_o/D_o \cdot (2J + 1)\ e^{-J(J+1)/2\sigma^2} \qquad (2)$$

Aus der Tabelle für Γ/D ersieht man, daß die J = 0-Zustände im wesentlichen isolierte Resonanzen sind; die Zustände mit J ≠ 0 überlappen nur wenig. Die statistischen Annahmen über den Compoundkern sind daher durch die inhärente Überlagerung der Niveaus im Compoundkern nicht gegeben. Die Mittelung über viele Zustände ist allerdings durch die Unschärfe des Protonenstrahles (~ 10 keV) gewährleistet. Wie man aus den Niveaudichten (Spalte 7 - 10 in Tabelle 5) ersieht, werde im Intervall von 10 keV ungefähr 30 bis 250 Niveaus der relevanten Spinwerte angeregt. Zur Berechnung der Niveaudichten wurde die Formel von Gilbert und Cameron (GilC 65) verwendet. In der Formel sind Korrekturen für Schaleneffekte und für die Paarkraft angebracht.

5.5 Mechanismus der $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ Kernreaktion

Folgende Argumente sprechen für die Anwendbarkeit des Hauser-Feshbach-Modells zur Beschreibung der Kernreaktion $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ bei E_p = 3.6 bis 4.5 MeV:

1. Von 28 Winkelverteilungen sind 27 symmetrisch um 90° (nur die Winkelverteilung zum 207 keV-Niveau bei E_p = 4.5 MeV weist deutliche Abweichungen bei Vorwärtswinkeln auf).
2. Die Anisotropien der Winkelverteilungen werden durch die Rechnung im wesentlichen reproduziert.
3. Die Intensitätsverhältnisse der drei untersten Niveaus, deren Spins bekannt sind, stimmen mit den berechneten Werten überein; für alle übrigen Niveaus kann durch Annahme desselben Spinwertes bei allen drei Einschußenergien die Intensität richtig wiedergegeben werden (Abb. 5).

6. Spinbestimmung für die Zustände in ^{65}Zn

6.1 Bemerkungen zur Methode der Spinbestimmung

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, daß das Hauser-Feshbach-Modell eine adäquate Beschreibung der $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ Reaktion liefert. Deshalb können aus dem Vergleich der experimentellen mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten Aussagen über die Spins der Zustände gewonnen werden. Im folgenden beziehen wir uns im wesentlichen auf die Intensitäten der verschiedenen Übergänge (Abb. 5), nur gelegentlich werden wir auf die weniger spezifischen Winkelverteilungen eingehen.

Bei den Intensitätsverteilungen sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Übergänge zu Endzuständen mit gleichem Spin und gleicher Parität, aber unterschiedlicher Anregungsenergie. In diesem Fall wird die Hauser-Feshbach-Formel (1) lediglich zur Extrapolation der Übergangsstärken von einer Energie zu einer anderen Energie der auslaufenden Neutronen benutzt. Als Beispiel seien die $3/2^-$-Zustände bei der E_p = 4.5 MeV-Messung (Abb. 5) erwähnt. Die Abnahme der Übergangsstärken zu den $3/2^-$-Zuständen bei höherer Anregungsenergie relativ zur Intensität der 115 keV-Linie wird durch Formel (1) wiedergegeben. Weil die Neutronentransmissionskoeffizienten in einer Summation über dem Compoundkernspin J stehen, sind die Linienintensitäten auch von den Protonentransmissionskoeffizienten und dem Wert von σ^2 abhängig. Wie Rechnungen mit verschiedenen optischen Potentialen und mit verschiedenen Spinabschneideparametern σ^2 zeigten, ist die Extrapolation der Übergangsstärken trotzdem weitgehend unabhängig von der Wahl der Parameter. Das gleiche gilt für die $5/2^-$ und $1/2^-$-Zustände, bei denen ebenfalls ein Niveau mit sicherer Spinzuordnung existiert. Spinzuordnungen, die allein auf der Extrapolation der Übergangsstärken beruhen, wurden als sichere Spinbestimmung gewertet.

2. Übergänge zu Endzuständen mit verschiedenen Spin- und Paritätswerten. Dabei geht das Verhältnis der Transmissionskoeffizienten verschiedener Partialwellen und der Spinabschneideparameter σ^2 wesentlich ein. Wegen der Unsicherheit in den optischen Potentialen (und damit in den $T_{\ell j}$) und in σ^2 können die im Fall 2) gewonnenen Spinwerte nur als Vorschläge betrachtet werden; sie sind in den Abbildungen mit Klammern versehen. Auf die Schwierigkeiten beim Vergleich gleicher Spin-, aber verschiedener Paritätswerte im Endkern wird bei der Diskussion der Linie $E^* = 1368$ keV genauer eingegangen.

Wie die durchgeführten Rechnungen ergaben, ermöglicht die Form der Winkelverteilungen eine Unterscheidung zwischen Zuständen mit $I \geq 7/2$ und $I < 7/2$. Für $I \geq 7/2$ erwartet man ein Maximum bei 90°, während die Winkelverteilungen für $I < 7/2$ isotrop sein oder ein Minimum bei 90° aufweisen sollten. Diese Systematik, die sich aus der Rechnung ergibt, wird durch die experimentellen Winkelverteilungen bestätigt (Abb. 2 - 4). Eine Ausnahme bildet nur der $5/2^-$-Zustand bei der Messung mit $E_p = 4.06$ MeV.

In einigen Fällen werden auch die in Abb. 7 angegebenen γ-Übergänge zur Diskussion herangezogen.

Die (p,n)- und (p,nγ)-Messungen allein reichen nicht aus, die Spins der Niveaus eindeutig festzulegen, sie gestatten allerdings in einigen Fällen, bei denen die möglichen Spinwerte durch andere Messungen bereits eingeschränkt sind, eine Entscheidung zu treffen. In die folgende Diskussion der einzelnen Niveaus werden deshalb die Ergebnisse der (d,p)- (vEhS 67), der (p,d)-Messung (McI 66) und der Untersuchung des β-Zerfalls von ^{65}Ga (LiSB 67) einbezogen.

6.2 Diskussion der einzelnen Niveaus in ^{65}Zn

Die Niveaus werden im folgenden durch die aus der (p,nγ)-Messung gewonnenen Anregungsenergien gekennzeichnet (Abb. 7, Tabelle 1). Diese Energieangaben sind auch in den Abbildungen verwendet mit Ausnahme von Abb. 1, bei der die aus der Flugzeitmessung gewonnenen Anregungsenergien angegeben sind.

Die Niveaus bei 0, 54 und 115 keV

Die Spins der Niveaus bei 0, 54 und 115 keV sind $5/2^-$, $1/2^-$ und $3/2^-$ (ND 68). Die gerechneten Wirkungsquerschnitte wurden an der Summe der Übergangsstärken zu den drei untersten Niveaus im ^{65}Zn normiert. Die experimentell gefundene ungefähr gleiche Intensität (Abb. 5) der Übergänge zum $3/2^-$- und $5/2^-$-Zustand und die wesentlich geringere Intensität des Überganges zum $1/2^-$-Zustand wird durch die Rechnung reproduziert. Die Abweichungen von Rechnung und Experiment geben ein Maß an, bis zu welcher Genauigkeit bei Übergängen zu Zuständen mit verschiedenem Spin (Fall 2 in Kapitel 6.1) Übereinstimmung der gerechneten mit der gemessenen Intensität zu erwarten ist.

Das 207 keV-Niveau

Der übertragene Bahndrehimpuls $\ell = 1$ in der (d,p)-Reaktion und die Intensität in der (p,n)-Reaktion ergeben eindeutig $I^\pi = 3/2^-$ für diesen Zustand. Die Winkelverteilungen unter Rückwärtswinkeln stimmen bei allen drei Energien mit denen des 115 keV ($I = 3/2^-$)-Zustandes überein. Bei $E_p = 4.5$ MeV ergibt sich eine starke Abweichung in den Vorwärtswinkeln von der Systematik der $3/2^-$-Zustände. Die Ursache dieser Abweichung konnte nicht geklärt werden. Möglicherweise ist die nicht hinreichende Überlagerung im Compoundkern dafür verantwortlich. Allerdings stellt sich dann die Frage, warum die Meßpunkte bei Rückwärtswinkeln so gut mit den Werten der übrigen $3/2^-$-Zustände übereinstimmen. Außerdem sollten bei dieser Erklärung auch bei den anderen Winkelverteilungen Abweichungen von der Symmetrie um 90° auftreten;

das sollte insbesondere bei den niedrigen Einschußenergien der Fall sein. Es erscheint deshalb wahrscheinlicher, daß destruktive Interferenz eines direkten Prozesses mit dem Hauser-Feshbach-Anteil des Wirkungsquerschnittes vorliegt.

Das 769 keV-Niveau
Aus dem erlaubten β-Zerfall des ^{65}Ga ($3/2^-$) folgt $1/2^-$, $3/2^-$ oder $5/2^-$ für dieses Niveau. Wegen der großen Intensität in der (p,n)-Reaktion kann $1/2^-$ ausgeschlossen werden. Eine Entscheidung zwischen den möglichen Spinwerten $3/2^-$ und $5/2^-$ ergibt sich aus dem Vergleich dieser Übergangsstärke mit der zum 909 keV-Niveau mit dem Spinwert $3/2^-$ (siehe unten). Hätte nämlich das 769 keV-Niveau ebenfalls den Spinwert $3/2^-$, dann müßte nach den Überlegungen in Kapitel 6.1 (Fall 1) wegen der größeren Energie der auslaufenden Neutronen die Übergangsstärke zum 769 keV-Niveau größer sein als die zum 909 keV-Niveau. Experimentell wurde aber bei E_p = 4.50 und 4.07 MeV bei allen Winkeln ein kleinerer Linieninhalt für das 769 keV-Niveau gemessen als für das 909 keV-Niveau. Dieser Widerspruch schließt die Spinzuordnung $3/2^-$ für das 769 keV-Niveau aus. Zusammen mit den oben erwähnten Einschränkungen ergibt sich somit $I^\pi = 5/2^-$ für dieses Niveau.

Das Doublett bei 865 keV (864 und 866 keV)
In der (d,p)- und (p,d)-Reaktion wurde mit Hilfe des Schiffer-Lee-Effekts der Spin eines Zustandes bei 865 keV zu $1/2^-$ bestimmt. Die mit $I^\pi = 1/2^-$ berechnete Intensität reicht bei weitem nicht aus, den starken Übergang in der (p,n)-Messung zu erklären. Wir sind deshalb gezwungen, einen weiteren Zustand bei etwa der gleichen Anregungsenergie (innerhalb ± 5 keV) anzunehmen. Weitere Hinweise für ein Doublett bei dieser Anregungsenergie ergeben sich aus der Gammamessung. Im β-Zerfall ist nur der Übergang $E^* = 866$ keV $\longrightarrow E^* = 115$ keV beobachtet worden, während in (p,nγ) ein starker 864 keV-Übergang zum Grundzustand gesehen wird. Eine befriedigende Erklärung liefert auch hier die Annahme eines Doubletts

und zwar eines $1/2^-$-Zustandes bei 866 keV und eines weiteren Zustandes bei 864 keV, der im β-Zerfall nicht bevölkert wird. Der Spin des neu gefundenen Niveaus ist aus folgenden Gründen sehr wahrscheinlich $7/2^-$: Die (p,n)-Intensität wird nach Abzug der $1/2^-$-Stärke nur noch durch die Annahme $7/2^-$, $7/2^+$, $1/2^-$ oder $1/2^+$ wiedergegeben. $I = 1/2^-$ scheidet aus, da ein Doublett mit gleichem I^π und 2 keV Abstand sehr unwahrscheinlich ist. $1/2^+$ ist auszuschließen, da dann der 864 keV-Zustand nicht zum Grundzustand (M2, E3), sondern zum 115 keV Niveau (E 1) zerfallen würde. Es bleibt also als Alternative zu $7/2^-$ nur $7/2^+$ für dieses Niveau. Zustände positiver Parität unterhalb des ersten $g_{9/2}$-Niveaus bei 1064 keV sind aus Schalenmodellüberlegungen aber unwahrscheinlich. Ein weiterer Hinweis sowohl auf die Existenz als auch den Spin des Niveaus ergibt sich aus der Zuordnung der 200 keV-γ-Linie zum Übergang $9/2^+$ (1064 keV)- zum $7/2^-$ (864 keV)-Niveau. Allerdings ist diese Zuordnung nicht eindeutig (siehe Abb. 7).

Das 909 keV-Niveau
Aus $\ell = 1$ in der (d,p)-Reaktion und aus der (p,n)-Intensität folgt eindeutig $I^\pi = 3/2^-$ für diesen Zustand.

Das Doublett bei 1050 keV (1047 und 1064 keV)
In der (d,p)-Messung wurde dem Niveau bei 1064 keV der Spinwert $9/2^+$ zugeordnet. Der Spin des Zustandes bei 1047 keV ist aus dem β-Zerfall auf $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ eingeschränkt. Aus Intensitätsüberlegungen kann $1/2^-$ durch unsere Messung ausgeschlossen werden. Eine Entscheidung zwischen $3/2^-$ und $5/2^-$ ist aus den vorliegenden Daten nicht möglich.

Das Doublett bei 1260 keV (1253 und 1264 keV)
Da die beiden Niveaus im β-Zerfall nicht besetzt werden, scheiden die Spinwerte $1/2^-$, $3/2^-$ und $5/2^-$ aus. Das ausgeprägte Maximum der Winkelverteilung bei 90° ergibt $I \geq 7/2$ für beide Niveaus (siehe Kapitel 6.1). Die Intensität der

(p,n)-Messung läßt nur die Kombinationen $7/2^{\pm}$ für den einen und $9/2^{\pm}$ für den anderen Zustand zu. Aus der $\ell = 3$ Winkelverteilung in ^{66}Zn(p,d) ergibt sich, daß der 7/2-Zustand negative Parität hat.

Eine Entscheidung, welches der beiden Niveaus der 7/2 bzw. 9/2-Zustand ist, kann aus dem γ-Zerfall getroffen werden. Da der 1253 keV-Zustand auch zum $3/2^-$-Niveau bei 115 keV zerfällt, muß dieser der $7/2^-$-Zustand sein (E2 für $7/2^-$, aber M3 oder E4 für $9/2^-$). Der 1264 keV-Zustand zerfällt zum Grundzustand ($5/2^-$) und möglicherweise zum $9/2^+$-Zustand bei 1064 keV, nicht aber zum $7/2^-$-Zustand bei 864 keV. Damit kann aus den Multipolübergangswahrscheinlichkeiten $9/2^+$ ausgeschlossen werden. Es ergibt sich somit mit großer Wahrscheinlichkeit $7/2^-$ für das 1253 keV-Niveau und $9/2^-$ für das 1264 keV-Niveau.

Das 1342 keV-Niveau
Da dieses Niveau im β-Zerfall bevölkert wird, hat es die Spinwerte $1/2^-$, $3/2^-$ oder $5/2^-$. Der Spin $1/2^-$ kann aus Intensitätsgründen ausgeschlossen werden. Zwischen $3/2^-$ und $5/2^-$ kann nach den vorliegenden Daten nicht entschieden werde

Das 1368 keV-Niveau
Aus $\ell = 2$ in der (d,p)-Messung folgt $I^\pi = 3/2^+$ oder $5/2^+$. Aus einem Vergleich mit den Termschemata der Nachbarkerne ist der Spinwert $5/2^+$ wahrscheinlicher. Die berechnete (p,n)-Intensität ist kleiner als der experimentelle Wert. Eine Erklärung für die Diskrepanz ergibt sich aus einer Betrachtung der relevanten Partialwellen der auslaufenden Neutronen. Mit einlaufenden s-Wellen (die p-Wellen sind um einen Faktor 4 - 5 schwächer) werden im Compoundkern 1^-- oder 2^--Zustände angeregt. Der Übergang zu Zuständen negativer Parität im Endkern wird damit im wesentlichen durch s- und d-Wellen vermittelt, während die Zustände positiver Parität mit p- und f-Wellen erreicht werden. Die gefundene Diskrepanz zwischen Rechnung und Experiment kann

somit erklärt werden, wenn das Verhältnis der Transmissionskoeffizienten von p- und f-Wellen zu s- und d-Wellen durch die verwendeten Parameter des optischen Modells nicht richtig wiedergegeben wird.

Eine ähnliche Diskrepanz ist beim $9/2^+$-Zustand bei 1064 keV zu erwarten. Allerdings ist dort wegen des geringen Beitrags des $9/2^+$-Übergangs zur Gesamtstärke des Doubletts der Effekt nicht zu erkennen.

Das 1468 keV-Niveau
Aus $\ell = 1$ in der (d,p)-Reaktion und aus der Übergangsstärke in (p,n) folgt eindeutig $3/2^-$ für diesen Zustand.

Das Doublett bei 1580 keV (1576 und 1589 keV)
In einer (^{3}He,α)-Arbeit (Bor 67) wird $7/2^-$ für einen der beiden Zustände bei 1580 keV vorgeschlagen. Aus den Gammaverzweigungsverhältnissen kommt dafür nur der 1589 keV-Zustand in Frage, da das 1576 keV-Niveau auch zum $1/2^-$-Zustand zerfällt ($7/2^- \rightarrow 1/2^-$ wäre M3 oder E4). Die Summenintensität der (p,n)-Messung und das γ-Verzweigungsverhältnis schränken dann den Spin des 1576 keV-Niveaus ein auf $3/2^\pm$ oder $5/2^\pm$. Allerdings sind die hier gegebenen Spinzuordnungen sehr ungewiß; sie wurden deshalb nicht in die Zeichnungen aufgenommen.

7. Rechnungen zum Termschema von ^{65}Zn

7.1 Schalenmodell

^{65}Zn besitzt 7 Neutronen und 2 Protonen außerhalb des ^{56}Ni-Rumpfes. Für diese Nukleonen stehen die Schalenmodellzustände $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ und $1g_{9/2}$ zur Verfügung. Bei der Berechnung der Zustände negativer Parität im unteren Anregungsbereich kann die $g_{9/2}$-Schale vernachlässigt werden, da für Anregungen mindestens 2 Nukleonen in diese Schale angehoben werden müßten. Das verbleibende System, 9 nichtidentische Nukleonen in 3 verschiedenen j-Unterschalen, ist für eine Schalenmodellrechnung immer noch zu kompliziert.

Als weitere Vereinfachung des Problems soll deshalb angenommen werden, daß die beiden Protonen, zu I = 0 gekoppelt, dem Rumpf zugeschlagen werden können und die 7 verbleibenden Neutronen allein das Termschema bestimmen. Dann kann die Rechnung von Auerbach für ^{63}Ni (Aue 67) auf ^{65}Zn übertragen werden. Die berechneten Niveaulagen (Abb. 8) stimmen mit dem experimentellen Termschema von ^{65}Zn gut überein. Die Energielücke zwischen dem Grundzustandsmultiplett und den übrigen Niveaus wird reproduziert, der zweite $3/2^-$-Zustand liegt allerdings in der Mitte der Energielücke und nicht in der Nähe des Grundzustandes. Auch die Anzahl der Niveaus zu verschiedenen Spinwerten wird überraschend gut wiedergegeben. Wie zu erwarten, ist eine quantitative Übereinstimmung bezüglich der Niveaulagen und Reihenfolge der Niveaus nicht gegeben.

Die spektroskopischen Faktoren der (d,p)-Messung für die unteren drei Niveaus werden ungefähr richtig vorhergesagt, der gemessene große spektroskopische Faktor für das $1/2^-$ (866 keV)-Niveau wird durch die Rechnung nicht reproduziert (Tabelle 6).

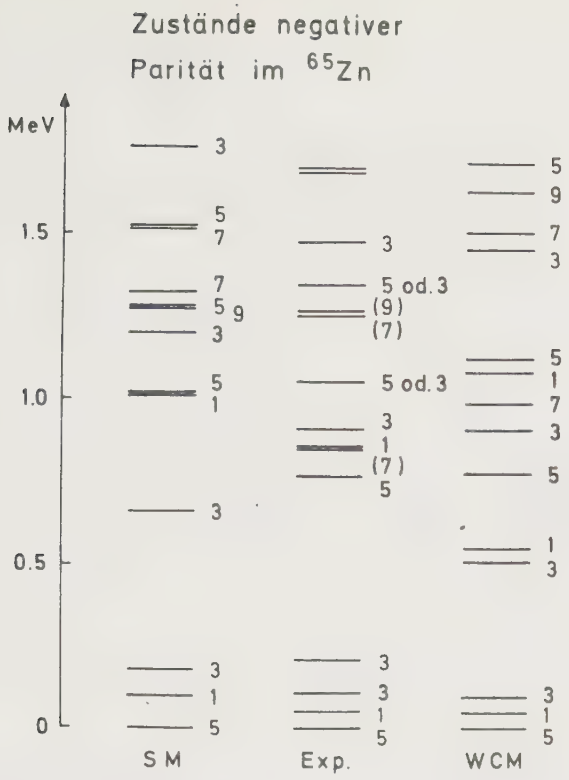

Abb. 8: Termschema der Zustände negativer Parität im ^{65}Zn

Die Niveaus sind durch die doppelten Spinwerte gekennzeichnet. Die Abkürzungen bedeuten: SM = Schalenmodell, Exp. = Experiment, WCM = Weak-Coupling-Modell. Das Termschema WCM wurde mit den Parameterwerten ξ = -0.12 MeV, χ_1 = +0.1 MeVF^{-2}, χ_2 = +0.04 MeVF^{-2} gerechnet.

Tabelle 6: Vergleich der spektroskopischen Faktoren (2J+1)S aus dem Schalenmodell (Aue 67) und dem Weak-Coupling-Modell mit den experimentellen Werten (vEhS 67). Die höher angeregten Zustände gleichen Spins sind durch * gekennzeichnet.

Niveau	Experimentell	Schalenmodell	Weak-Coupling-Modell
5/2	3.1	3.28	2.70
1/2	0.71	1.09	0.60
3/2	1.37	1.40	1.40
3/2*	0.08	0.01	0.14
1/2*	0.71	0.03	0.42
3/2**	0.19	0.02	0.09

7.2 Weak-Coupling-Modell

Formulierung des Modells

Im Weak-Coupling-Modell (WCM) nimmt man an, daß sich ^{65}Zn in einem ^{64}Zn-Rumpf und ein Neutron zerlegen läßt. Die Anregungszustände des Rumpfes sind aus dem ^{64}Zn experimentell bekannt, die Anregungszustände des letzten Nukleons ergeben sich aus dem Schalenmodell. Für die Zustände negativer Parität handelt es sich dabei um die Schalen $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ und $2p_{1/2}$. Das WCM setzt voraus, daß beide Bewegungsformen nur schwach miteinander gekoppelt sind. Deshalb wird für den Hamiltonoperator des Systems folgende Form angesetzt (ThaT 65)

$$H = H_c + H_p + H_{int} \qquad (3)$$

Dabei beschreibt H_c die Bewegung des Rumpfes, H_p die Bahnen des ungepaarten Nukleons und H_{int} die Wechselwirkung zwischen Rumpf und Teilchen. Als Basiszustände werden die Eigenfunktionen von $H_c + H_p$ in der folgenden Form angesetzt: $|\alpha_c J_c, \alpha_p j_p, IM\rangle$. Dabei ist J_c der Spin des Rumpfes, j_p der Spin des Nukleons und I und M der Spin bzw. die z-Komponente des Spins vom Gesamtsystem. Die übrigen Quantenzahlen sind in α_c und α_p zusammengefaßt.

Die einfachste Form des WCM berücksichtigt nur den 0^+- und ersten angeregten 2^+-Zustand des Rumpfes. Außerdem wird in H_{int} lediglich die Ankopplung des Teilchens an die Vibration des Rumpfes über das Quadrupolmoment berücksichtigt. Erweiterungen des Modells wurden in zwei Richtungen durchgeführt (Intermediate-Coupling-Modelle): a) Es werden höhere Phononenzustände mitgenommen (BouV 62), b) der Wechselwirkungsoperator wird verallgemeinert (ThaT 65). Wir haben uns für die Verallgemeinerung der Wechselwirkung H_{int} entschieden, da damit beim ^{63}Cu bessere Ergebnisse erzielt wurden als bei der Erweiterung der Basiszustände im Sinne von a).

Für die verallgemeinerte Wechselwirkung wird angesetzt

$$H_{int} = -\xi\,(Jj) - \eta\,(Qq) \qquad (4)$$

Dabei sind J und j der Spin des Rumpfes bzw. des Nukleons und Q und q die entsprechenden Quadrupoloperatoren. ξ und η sind Parameter und geben die Kopplungsstärken an.

Die Matrixelemente von H zwischen zwei Basiszuständen sind dann

$$\langle J'j', IM|H|Jj, IM\rangle =$$

$$= \delta_{JJ'}\,\delta_{jj'}\{E_J+E_j-1/2\,\xi\,\left[I(I+1)-J(J+1)-j(j+1)\right]\} \qquad (5)$$

$$-\eta\,W(2j'JI;jJ')\;\langle J'||\,Q\,||\,J\rangle\;\;\langle j'||\,q\,||\,j\rangle$$

Dabei sind E_J und E_j die Energien des Rumpfes bzw. des Teilchens und W(...) ist ein Racah-Koeffizient. Das reduzierte Matrixelement $\langle j'||q||j\rangle$ kann mit Oszillatorwellenfunktionen ausgerechnet werden. Da im vorliegenden Modell die Wellenfunktionen der Rumpfzustände nicht spezifiziert werden, können die Matrixelemente $\langle J'||Q||J\rangle$ nicht ausgerechnet werden. Sie werden mit η zu folgenden Parametern zusammengefaßt

$$X_1 = \eta\,\langle 2||Q||0\rangle$$

$$X_2 = \eta\,\langle 2||Q||2\rangle \qquad (6)$$

Insgesamt sind drei freie Parameter vorhanden, nämlich ξ, X_1 und X_2.
Für $\xi = 0$ und $X_2 = 0$ erhält man das einfache Vibrationsmodell. Mit nicht verschwindenden Werten von ξ und X_2 werden mögliche anharmonische Effekte und statische Deformationen des Rumpfes erfaßt.

Eingabeparameter

Für die Energien E_J und E_j in Formel (5) werden experimentelle Werte eingesetzt. Die Rumpfenergien sind: E(J = 0) = 0 keV und E(J = 2) = 990 keV. Die Einteilchenenergien (Tabelle 7) erhält man aus der (d,p)-Messung (vEhS 67) nach folgender Formel

$$E_j = \frac{\sum_\alpha S_{j\alpha} E_{j\alpha}}{\sum_\alpha S_{j\alpha}} \qquad (7)$$

Dabei sind die $S_{j\alpha}$ die gemessenen spektroskopischen Faktoren und $E_{j\alpha}$ die zugehörigen Energielagen der verschiedenen Niveaus im ^{65}Zn. Der Index α unterscheidet die verschiedenen Zustände mit gleichem j.

Die spektroskopischen Faktoren werden im WCM nach folgender Formel berechnet

$$S_{j\alpha} = C^2_{j\alpha} \cdot U^2_j \qquad (8)$$

Die Größe $C_{j\alpha}$ ist dabei die Amplitude des Basiszustandes $|0j,j>$ in der Wellenfunktion des betreffenden Zustandes. Die "Leerheit" U_j^2 der Unterschale j wird ebenfalls dem (d,p)-Experiment (vEhS 67) entnommen und ist in Tabelle 7 angegeben. Das WCM liefert also nur eine Aussage über die Aufspaltung der j-Stärken auf die verschiedenen Niveaus, die Gesamtstärke wird aus dem Experiment übernommen.

Tabelle 7: Einteilchenenergien E(j) und Leerheit der Niveaus $U^2(j)$ aus der ^{64}Zn(d,p)-Messung (vEhS 67).

	j = 5/2	j = 3/2	j = 1/2
E(j)	0 keV	230 keV	450 keV
$U^2(j)$	0.51	0.43	0.71

Diagonalisierung von H

Um die Eigenwerte und Eigenfunktionen der verschiedenen Zustände zu erhalten, wurden die Matrizen des Hamiltonoperators für $I = 1/2^-$ bis $I = 7/2^-$ mit verschiedenen Werten der Parameter χ_1, χ_2 und ξ diagonalisiert. Das Modell ergibt je vier Zustände mit $I = 5/2$ und $I = 3/2$, drei Zustände mit $I = 1/2$, zwei Zustände mit $I = 7/2$ und einen Zustand mit $I = 9/2$. In Abb. 9 sind die Niveaulagen in Abhängigkeit von den Parameterwerten χ_1, χ_2 und ξ angegeben.

Für $\xi = 0$ und $\chi_2 = 0$ erhält man das kollektive Vibrationsmodell mit der Beschränkung auf 1-Phonon-Anregungen. Wie man aus Abb. 9 a ersieht, wird dadurch das Termschema von ^{65}Zn nicht richtig wiedergegeben: Die Energielücke zwischen 0-Phonon- und 1-Phonon-Zuständen wird zu groß. Vor allem aber wird der zweite 3/2-Zustand nicht zur Grundzustandsgruppe herabgedrückt.

Der Einfluß der $(\vec{J} \cdot \vec{j})$-Terms ist leicht zu übersehen, da diese Wechselwirkung in der gewählten Basis diagonal ist. Der Energiebeitrag ist $-1/2\ \xi\{I(I+1) - J(J+1) - j(j+1)\}$. Durch diesen Term kann man mit negativen ξ-Werten den zweiten 3/2-Zustand zur Grundzustandsgruppe herabdrücken. Allerdings ergibt sich dann im Gegensatz zum Experiment ein zweiter 1/2-Zustand bei niedriger Anregungsenergie. Durch Einschalten der χ_2-Wechselwirkung kann dieses Dilemma nicht beseitigt werden (Abb. 9 b).

Ergebnis

Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Niveaulagen wird erreicht mit den Parameterwerten $\xi = -0.12$ MeV, $\chi_1 = +0.1$ MeVF^{-2} und $\chi_2 = +0.04$ MeVF^{-2}. Das damit berechnete Termschema ist in Abb. 8 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Das Modell ergibt 14 Zustände negativer Parität, im experimentellen Termschema bleiben nach Abzug der beiden eindeutig zugeordneten Zustände positiver

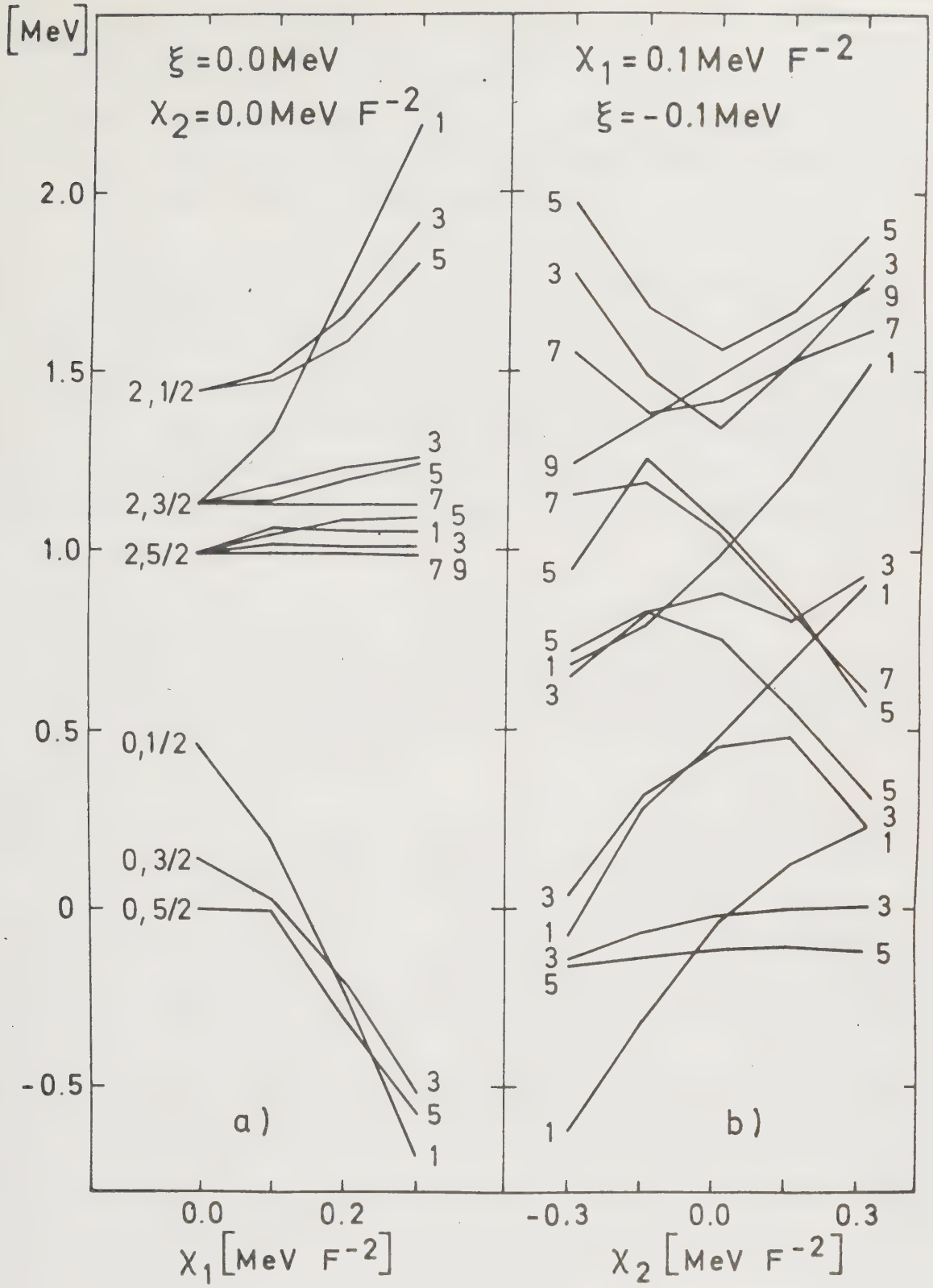

Abb. 9: Niveaulagen der Zustände negativer Parität im ^{65}Zn nach dem Weak-Coupling-Modell in Abhängigkeit von den Parametern χ_1 bzw. χ_2. Ganz links sind die Spinwerte des Rumpfes und des angekoppelten Neutrons angegeben. Die Niveaus sind durch die doppelten Spinwerte gekennzeichnet.

Parität 15 Zustände im Anregungsbereich bis 1.6 MeV übrig. Ohne die beiden Niveaus bei E = 1580 keV, deren Spinwerte nicht bestimmt wurden, wird die Zahl der Niveaus mit I = 3/2, 5/2, 7/2 und 9/2 richtig wiedergegeben, während ein 1/2-Niveau zuviel vorhergesagt wird.

Die Wellenfunktionen für die oben angegebenen Parameterwerte sind in Tabelle 8 wiedergegeben. Für einige Niveaus sind die nach Formel (7) berechneten spektroskopischen Faktoren in Tabelle 6 angegeben. Die schwache Aufspaltung der $f_{5/2}$- und $p_{3/2}$-Stärken und die starke Aufspaltung der $p_{1/2}$-Stärke wird qualitativ reproduziert, die quantitative Übereinstimmung bei den höher angeregten Zuständen ist nicht sehr gut.

Deformation von ^{64}Zn

Der Wert $X_2 \neq 0$ bedeutet, daß ^{64}Zn deformiert sein muß. Die Größe der Deformation kann nach folgenden Formeln abgeschätzt werden (ThaT 65)

$$\langle 0||e_c\, Q_c||2\rangle = \pm \{B(E2)_{ex} \text{ von } ^{64}Zn\}^{1/2}, \qquad (9)$$

$$\langle 2||e_c\, Q_c||2\rangle = \frac{X_2}{X_1} \langle 0||e_c Q_c||2\rangle , \qquad (10)$$

$$Q = \left(\frac{16\pi}{5}\right)^{1/2} \langle 2||e_c Q_c||2\rangle \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 2 & 0 & 2 \end{pmatrix}, \qquad (11)$$

$$Q = 3/(5\pi)^{1/2}\ Z\, R_o^{\,2}\, \beta\ ; \qquad (12)$$

Formel (9) ist die Definition des B(E2)-Wertes mit e_c als effektiver Ladung des Rumpfes, Formel (10) ergibt sich aus der Definition von X_1 und X_2 in (6), Formel (11) ist die Definition des Quadrupolmoments im 2^+-Zustand und

Tabelle 8: Wellenfunktionen nach dem Weak-Coupling-Modell für die Parameterwerte: ξ = - 0.12 MeV, χ_1 = + 0.1 $MeVF^{-2}$ und χ_2 = + 0.04 $MeVF^{-2}$. Die Basiszustände sind durch |Jj> gekennzeichnet.

I	E [MeV]	|0 1/2>	|0 3/2>	|0 5/2>	|2 2/1>	|2 3/2>	|2 5/2>
$\frac{1}{2}^-$	1.0881	- 0.6435				-0.6968	-0.3169
	0.5468	- 0.4066				0.6619	-0.6298
	0.0536	0.6485				-0.2765	-0.7092
$\frac{3}{2}^-$	1.4521		-0.2324		0.9455	-0.2187	0.0648
	0.9090		0.2288		0.2707	0.9347	0.0251
	0.5107		-0.2826		-0.1166	0.0775	0.9490
	0.0943		0.9021		0.1384	-0.2692	0.3076
$\frac{5}{2}^-$	1.7133			-0.1419	-0.9796	-0.0960	-0.1048
	1.1237			-0.0962	0.1181	-0.9858	-0.0703
	0.7793			-0.2968	0.1325	0.1118	-0.9391
	0.0000			-0.9394	0.0940	0.0801	0.3198
$\frac{7}{2}^-$	1.5035					0.9989	-0.0471
	0.9945					-0.0471	-0.9989
$\frac{9}{2}^-$	1.6220						1.0000

Formel (12) gibt den Zusammenhang zwischen dem Quadrupolmoment, der Ladung und dem Radius R_o des Kerns mit der Deformation β im Rotationsmodell an. Für $B(E2)_{ex} = 170 \cdot 10^{-49}$ cm^2, $X_1 = 0.1$ $MeVF^{-2}$ und $X_2 = 0.04$ $MeVF^{-2}$ erhält man $\beta \approx \pm 0.04$. Bei diesem sehr kleinen Wert für β kann man kaum von einer statischen Gleichgewichtsdeformation sprechen. Der gleiche Wert für β wurde von Thankappan und True (ThaT 65) für ^{63}Cu gefunden.

7.3 Diskussion der beiden Modelle

Sowohl im Schalenmodell (SM) als auch im Weak-Coupling-Modell (WCM) werden typische Eigenschaften des ^{65}Zn-Termschemas qualitativ richtig wiedergegeben.

Unter der Annahme, daß die Niveaus bei 1047 keV und 1343 keV den Spin $5/2^-$ haben, wird im SM die Zahl der Zustände der verschiedenen Spinwerte exakt wiedergegeben, im WCM erhält man einen $1/2^-$Zustand zuviel. Die beiden Niveaus bei 1580 keV wurden dabei nicht berücksichtigt.

Im experimentellen Termschema (Abb. 1) treten Energielücken zwischen 200 und 750 keV und 1600 und 1900 keV Anregungsenergie auf. Im WCM ist dieses Phänomen besonders einfach zu verstehen durch die großen Energieabstände der 0-, 1- und 2-Phononzustände des Rumpfes, an die die fast degenerierten Quasiteilchenniveaus angekoppelt sind. Dieses qualitative Bild wird in der Rechnung durch das Auftreten der $3/2^-$- und $1/2^-$-Zustände in der Mitte der Energielücke etwas verwischt. Im SM tritt die Energielücke im unteren Anregungsbereich ebenfalls auf, der Energieabstand ist allerdings etwas zu groß. Auch hier liegt ein $3/2^-$-Zustand in der Mitte der Energielücke. Oberhalb der in Abb. 8 gezeichneten Niveaus ist keine Energielücke mehr vorhanden (Aue 67).

Die Energielagen der drei untersten Niveaus werden in beiden Modellen exzellent wiedergegeben, der zweite $3/2^-$-Zustand

dagegen liegt in beiden Modellen zu hoch. Im qualitativen Bild des WCM ist der tiefliegende $3/2^-$-Zustand nicht zu verstehen. Durch die $\vec{J} \cdot \vec{j}$ Wechselwirkung in H_{int} kann dieses Niveau zwar zur Grundzustandsgruppe herabgedrückt werden, dabei geht aber die Übereinstimmung bei den übrigen Niveaus verloren.

Die Aufspaltung der j-Stärken in den spektroskopischen Faktoren wird durch das WCM besser beschrieben als durch das SM. Vor allem der große spektroskopische Faktor des $1/2^-$-Zustandes bei 864 keV wird durch das WCM zumindest innerhalb eines Faktors 2 richtig wiedergegeben, während beim SM eine große Diskrepanz zum experimentellen Wert auftritt.

Beim Vergleich der beiden Modelle muß man allerdings berücksichtigen, daß das SM die Eigenschaften des ^{65}Zn-Kernes vorhersagt mit Parametern, die an den Ni-Isotopen angepaßt wurden, während beim WCM bereits experimentelle Größen des ^{65}Zn in der Rechnung als Parameter verwendet wurden (zum Beispiel E_j) und außerdem die Kopplungsstärken am ^{65}Zn angepaßt wurden. Das WCM bietet andererseits den Vorteil der Einfachheit, da eine Reihe von Eigenschaften des ^{65}Zn bereits aus dem qualitativen Bild des WCM folgen.

Literaturverzeichnis

Aue 67 — N. Auerbach,
Phys. Rev. 163 (1967) 1203

AueP 66 — E. H. Auerbach, F. G. J. Perey,
Brookhaven National Report 765 (T-286) 1966

Bor 67 — D. D. Borlin,
Thesis, Washington University (1967)
Ergebnisse wiedergegeben in Nuclear Data,
Sektion B, Volume 2, Number 6 (1968);
Academic Press, New York and London

BouV 62 — M. Bouten, P. van Leuven,
Nucl. Phys. 32 (1962) 499

EbeB 69 — K. A. Eberhard, P. von Brentano, M. Böhning,
R. O. Stephen,
Nucl. Phys. A125 (1969) 673

GilC 65 — A. Gilbert, A. G. W. Cameron,
Can. J. Phys. 43 (1965) 1446

HauF 52 — W. Hauser, H. Feshbach,
Phys. Rev. 87 (1962) 966

Jah 67 — U. Jahnke
Diplomarbeit, HMI Berlin, 1967

LiSB 68 — A. Li-Scholz, H. Bakhru,
Phys. Rev. 168 (1968) 1193

MatT 65 — J. H. E. Mattauch, W. Thiele, A. W. Wapstra,
Nucl. Phys. 67 (1965) 32

McI 66 — L. C. McIntyre,
Phys. Rev. 152 (1966) 1013

Mic 67 — R. Michaelsen,
Diplomarbeit, HMI Berlin, 1967

ND 68 Nuclear Data, Section B, Volume 2, Number 6 (1968); Academic Press, New York and London

Per 66 F. G. Perey.
Proceedings of the 2nd Int. Symp. on Polarisation Phenomena of Nucleons in Karlsruhe (1966), p. 191

RicB 66 A. Richter, A. Bamberger, P. von Brentano, T. Mayer-Kuckuk, W. von Witsch,
Z. Naturforschung 21 a (1966) 1002

RicP 68 A. Richter, L. J. Parish,
Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1824

Rös 65 G. Röschert,
Diplomarbeit, HMI Berlin, 1965

RosB 65 L. Rosen, J. G. Beery, A. S. Goldhaber, E. H. Auerbach,
Ann. of Phys. 34 (1965) 96

SteC 68 P. H. Stelson, Y. Cassagnu, F. Perey,
J. Mc Connell, M. Harlow,
private Mitteilung in Nuclear Data, Section B, Volume 2, Number 6 (1968); Academic Press, New York and London

ThaT 65 V. K. Thankappan, W. W. True,
Phys. Rev. B137 (1965) 793

vEhS 67 D. von Ehrenstein, J. P. Schiffer,
Phys. Rev. 164 (1967) 1374

Vog 68 E. Vogt,
Advances in Nuclear Physics,
herausgegeben von M. Baranger und E. Vogt,
Plenum Press, New York, 1968, S. 261 ff

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Institutes für Kernforschung Berlin durchgeführt. Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Lindenberger und Herrn Dr. Finckh für ihr förderndes Interesse und für die guten Arbeitsbedingungen im Institut. Bei den Herren Dr. Finckh, Jahnke, Schreiber, Pietrzyk und Sichelschmidt möchte ich mich für wertvolle Diskussionen und für die Mithilfe bei den Messungen bzw. bei den Rechnungen nach dem Hauser-Feshbach-Modell bedanken.

Die Programmierungsarbeit zum Weak-Coupling-Modell wurde von Fräulein Eickhoff durchgeführt. Herr Wille, Herr Dr. Krappe und Herr Sichelschmidt haben eine Reihe von Unterprogrammen zur Verfügung gestellt. Auch ihnen möchte ich herzlich danken.

Lebenslauf

Am 19. Oktober 1938 wurde ich in Parsberg/Bayern geboren und wuchs in Großalfalterbach auf. Dort besuchte ich acht Jahre lang die Volksschule. Die Gymnasialzeit verbrachte ich in Mainz, zunächst in einer Internatsschule bis zur mittleren Reife, anschließend am altsprachlichen Gymnasium der Stadt. Im Frühjahr 1959 legte ich die Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester des gleichen Jahres begann ich an der Mainzer Universität mit dem Physikstudium, das ich vier Semester später an der Freien Universität in Berlin fortsetzte. Im Februar 1962 legte ich an der FU Berlin die Vordiplom- und im Februar 1966 die Hauptdiplomprüfung ab. Die Diplomarbeit im Institut von Professor Lindenberger behandelte den Aufbau verschiedener Neutronendetektoren. Nach dem Diplom war ich ein halbes Jahr als freier Mitarbeiter am Hahn-Meitner-Institut beschäftigt.

In der Zeit von September 1966 bis August 1967 war ich als Nato-Stipendiat am Nuclear Structure Laboratory der Yale-Universität in Amerika. Ich habe mich dort an Schwerionenexperimenten und an einer Untersuchung des Kerns ^{26}Al beteiligt. Nach meiner Rückkehr aus Amerika begann ich am Hahn-Meitner-Institut meine Doktorarbeit und beteiligte mich an einer Reihe von (p,n)-Experimenten an mittelschweren Kernen.

Ich bin seit 1967 verheiratet und habe ein Kind.